



TITLE:

スピングラスの相転移と低温比熱 (ランダムスピン系の相転移,研究会 報告)

AUTHOR(S):

佐藤, 敏和; 都, 福仁

CITATION:

佐藤, 敏和 ...[et al]. スピングラスの相転移と低温比熱(ランダムスピン系の相転移,研究会報告). 物性研究 1978, 30(6): F40-F42

ISSUE DATE:

1978-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89596>

RIGHT:

スピングラスの相転移と低温比熱

北大 理 佐 藤 敏 和
都 福 仁

ランダムにスピンが分布した希薄合金ではスピン間の交換相互作用は RKKY 型であり、交換相互作用の大きさとその符号は、スピン間の距離により変る。このような系のスピン凍結状態がスピングラスであるが、常磁性状態からスピングラスへの磁性の変化が全スピンの協力現象であるのかどうか興味がある。一般に帯磁率¹⁾、磁化²⁾等の測定では、相転移、相転移温度が決められるように思われるが、比熱³⁾、NMR⁴⁾のようにスピンの動的な性質に関係した測定手段では、スピン凍結は徐々に生じているように思われる。今回は転移点近傍での比熱の異常の有無に注目し実験を行った。 $(\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x)_2\text{O}_3$ 化合物の転移点近傍の比熱と PtMn 合金の低温比熱の磁性不純物濃度依存性について報告する。 $(\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x)_2\text{O}_3$ は $x = 0.01 \sim 0.04$ がスピングラスの領域であり、転移温度 $T_g = 0.5 \sim 0.8$ K の範囲にあるので、磁気比熱が格子比熱、電子比熱に比べて大きく、この物質について比熱の測定を行った。測定は $x = 0.015$ について行った。

今までに断熱消磁及び今回新たに行なった³He cryostat による測定を合せ図で示す。転移点 T_g で通常の二次転移で見られるような比熱の発散は観測されない。しかしスピングラス転移に伴う異常がないわけではなく、転移点 T_g あるいは、そのごく近くで比熱の温度依存性変る(図 1, 2 参照)。 $T \leq T_g$ では比熱は温度 T に比例し増大する。 $T > T_g$ ではこの勾配が小さくなり broad な山をもっている。この現象は $x = 0.01, 0.015$ の試料について観測された。 $T \leq T_g$ では ground state は縮退しており、スピンの tunneling motion⁵⁾ が磁気エネルギーの温度依存性を決めているように思われるが、short range order の発達による gradual なスピン凍結との区別は難しい。

磁気不純物濃度が増加すると、いわゆるスピン波が励起されるようになる。このことは、磁気比熱だけが求められている PtMn 合金の低温比熱で見られているように思う(図 3 参照)。比熱の温度依存性は T に比例しているが Mn 濃度が濃くなるに従い $T^{1.4}$ (3.6 % Mn) になる。

これは T に比例した項以外に T^3 あるいは $T^{3/2}$ のような項の寄与が生じているためと思われるが、今後さらに詳しい研究をする必要がある。

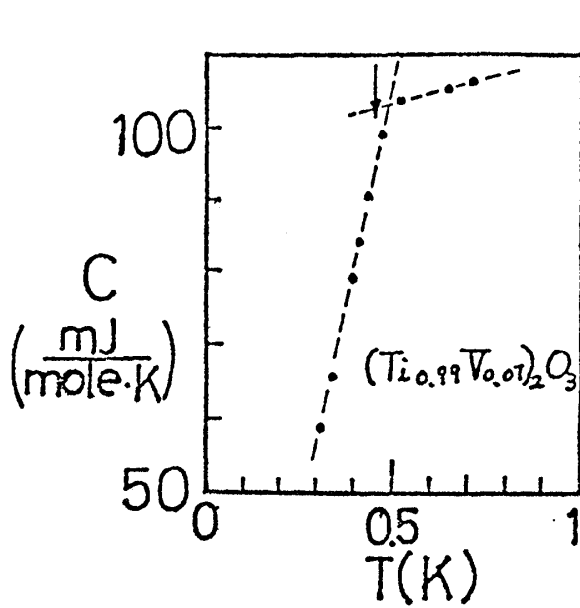


図 1.

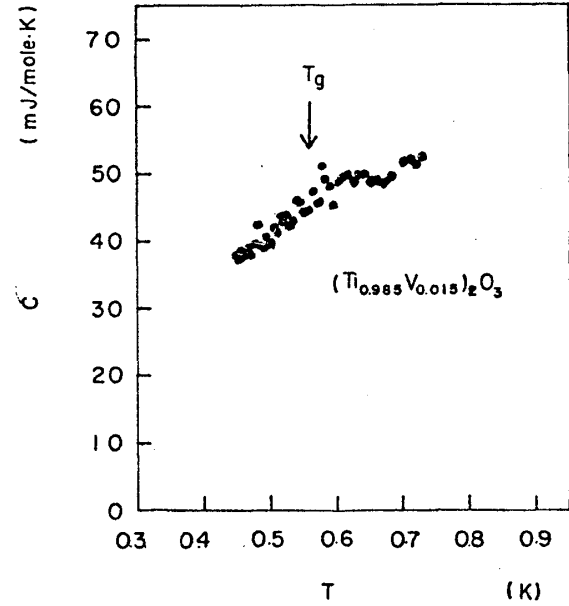


図 2.

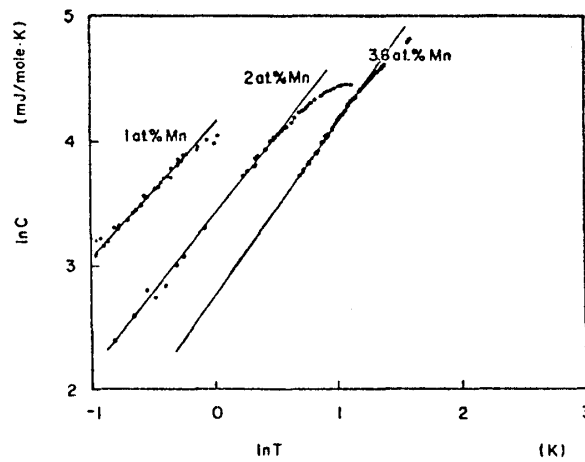


図 3.

参 考 文 献

- 1) V. Cannella and J. A. Mydosh: Phys. Rev. 6 (1972) 4220.
- 2) C. E. Violet and R. J. Borg: Phys. Rev. 149 (1966) 540.
- 3) L. E. Wenger and P. H. Keesom: Phys. Rev. B13 (1976) 4053.

- 4) D. Bloyet, E. Varroquaux, C. Viket, O. Avenel and M. P. Berglund: Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 250.
- 5) P. W. Anderson, B. I. Halperin and C. M. Varma: Phil. Mag. 25 (1972) 1.

固溶体に於る原子ならびに磁気短範囲規則度

名大 工 安 達 健 五

磁氣的固溶体においては、原子配列相互作用 $V(\mathbf{R}_{ij})$ と交換相互作用 $J(\mathbf{R}_{ij})$ のもとに、原子ならびに磁気短範囲規則度が形成され互に相関をもつものと考えられる。両規則度は、

$$\begin{cases} \alpha(\mathbf{R}_{ij}) = 1 - (P_{ij}^{BA} / x), & (\text{原子}) & (1) \\ m(\mathbf{R}_{ij}) = \langle \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \rangle / \{ S(S+1) \} & (\text{磁気}) & (2) \end{cases}$$

のように与えられる。ここで x は A の組成、 P_{ij}^{BA} は i 点に B 原子がいるとき、 j 点における A の存在確率である。また \mathbf{S}_i は i 点におけるスピンベクトルである。

α_{ij} は X 線や粒子線の散漫散乱の強度分布から得られる。Clapp-Mass は、平均場近似のもとに α_{ij} と V_{ij} の間の関係を求め、観測された強度分布から V_{ij} を求めた。これに従って具体的な例として fcc 不規則 Au_4Mn 合金の結果を示す。 α_{ij} と V_{ij} からの強度分布の再現性は、前者ではよいが後者では悪い。

この方法を同じ近似のもとに磁気の場合に拡張した。対応する式はつぎのようになる。

$$\begin{cases} m(\mathbf{K}) = C' [1 - (T_N / T)(J(\mathbf{K}) / J(\mathbf{G}))]^{-1} & (3) \\ J(\mathbf{R}_{ij}) = C'' \int_{\text{BZ}} d\mathbf{K} [m(\mathbf{K})]^{-1} \exp(+2\pi i \mathbf{K} \mathbf{R}_{ij}) & (4) \end{cases}$$

ここで

$$\begin{cases} m(\mathbf{K}) = \sum_{i \neq j} m(\mathbf{R}_{ij}) \exp(-2\pi i \mathbf{K} \mathbf{R}_{ij}) & \text{観測強度} & (5) \\ J(\mathbf{K}) = \sum_{i \neq j} J(\mathbf{R}_{ij}) \exp(-2\pi i \mathbf{K} \mathbf{R}_{ij}) & & (6) \end{cases}$$